Experimentelle Untersuchungen an rückgekoppelten 2 m-Oszillatoren

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin

Von

Alfons Otto Rapp

aus Ulm/Donau

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Januar 1937

Tag der Promotion: 22. Februar 1937

Druck: Doktordruck — Graphisches Institut Paul Funk,
Berlin SW 68, Friedrichstr. 231.

849

Referenten: Prof. Dr. Wehnelt
Prof. Dr. v. Láue

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Inhalts-Übersicht.

Seite

I. Einleitung 5

II. Prinzipschaltung 6

III. Der Aufbau 9

IV. Die Quellen der Frequenzverwerfung 12

V. Die Messungen 15

a) Temperaturgang 15

b) Einfluß der Feldstärke auf die Messung 16

c) Röhre mit 1 % Durchgriff (D 130) 18

d) Röhre mit 6 % Durchgriff (RS 245) 22

e) Verbundröhre mit 9 % Durchgriff im Triodensystem (ACH 1) 25

f) Untersuc 27

VI. Diskussion c 33

VII. Anhang 35

a) Gegentak 35

b) Kopplung 38

VIII. Zusammenfas 40

IX. Verzeichnis der verwendeten Symbole 41

X. Literaturverzeichnis 42

I. Einleitung.

Es bedarf keiner näheren Begründung, daß ein Bedürfnis für äußerst frequenzstabile Meter- und Dezimeter-Hochfrequenzsender und entsprechende Empfangsgeräte besteht. Für Fernmeldezwecke, oder zur Untersuchung der von einigen Amerikanern in letzter Zeit vermuteten Fadingerscheinung auf dem Ultrakurzwellengebiet, um nur zwei Gründe zu nennen, ist man gezwungen, frequenzstabil arbeitende Oszillatoren zu verwenden, da schon kleine absolute Frequenzdifferenzen zu Verzerrungen und Behinderungen im Empfang führen bzw. die Richtigkeit der Fadingbeobachtungen in Frage stellen.

Neuerdings hat man den piezoelektrischen Kristall auch für die Wellen unter 3 m in den Dienst der Frequenzstabilisierung gestellt. Diese Versuchsergebnisse, die mit Turmalinkristallen erzielt wurden, konnten sich nur schwer durchsetzen und wurden bis heute als für die Praxis unbrauchbar bezeichnet. Ein Hauptzweck der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung, ob der Turmalin gegenüber Schaltungen ohne Kristall Vorteile bringt. Die Schwierigkeiten, die ohne Zweifel der Turmalin in die Oszillatorgebilde hineinträgt, liegen in seinem hohen Temperaturkoeffizienten von 46, $6 \cdot 10^{-6}$ Hz/°C, was zum Beispiel bei einer Wellenlänge von 2 m bereits 7000 Hz/°C ausmacht. Wenn aber der Kristall sonstige große Vorteile bietet, so können diese Unannehmlichkeiten mit Hilfe der vom Quarz her bekannten außerordentlich genau arbeitenden Thermostaten überwunden werden. Auch dort hat ja der Temperaturkoeffizient ursprünglich große Sorgen bereitet, und trotzdem besitzt er heute in der Sendertechnik eine ungeheuer wichtige Rolle. Ein anderer Nachteil des Kristalles ist die geringe Belastbarkeit, die nach Angaben von S t r a u b e l bei einem 2 m-Kristall um 3 Volt liegt. Es ist jedoch bekannt, daß z. B. für Nachrichtenübermittlung kleine Hochfrequenzleistungen eines stabilen Senders die größere Leistung eines in seiner Frequenz schwankenden Oszillators wettmachen.

Für die Verwendung des Turmalins spricht vor allem auch die Tatsache, daß ohne Turmalin ein 2 m-Sender aus einer Entfernung von etwa 6 m verstimmt wird. Beim Anbringen eines Dipols am Sender werden die Verhältnisse noch ungünstiger, so daß mit einer solchen Apparatur als Empfangsüberlagerer sehr schwer zu arbeiten wäre. Ähnlich große Verstimmungen bei Sendern mit Kristall wurden nur

erreicht, wenn man die Hand dem Senderkreis auf etwa 10 cm näherte. Die in einem geschlossenen Raum auftretenden stehenden Wellen führen selbstverständlich auch beim kristallgesteuerten Oszillator zu Intensitätsschwankungen, die jedoch kaum feststellbare Frequenzänderungen hervorrufen.

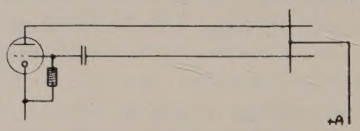
Mit einer mechanischen Stabilisierung von Ultrakurzwellengeräten befaßt sich diese Arbeit aus technischen Gründen nicht. Die folgenden Untersuchungen gelten vielmehr der praktisch auftretenden Frequenzverwerfung durch Betriebsspannungsänderungen sowie einzelnen Eigenschaften des Turmalins und interessanten Kopplungsphänomenen.

Für den Empfänger wurde das Überlagerungsprinzip gewählt. Es bietet die einzige Möglichkeit, die ankommenden Hochfrequenzsignale einer genügend großen Verstärkung zu unterwerfen.

II. Die Prinzipschaltung.

Von den möglichen Schwingschaltungen für ultrakurze Wellen wurde das Rückkopplungsprinzip gewählt, weil es von Natur aus große Frequenzstabilität mit einfachem Aufbau vereinigt. Auch ist in den letzten Jahren die Röhrentechnik imstande gewesen, für Rückkopplungsschaltungen Röhren relativ großer Leistung und hohen Wirkungsgrades für ultrahohe Frequenzen zu konstruieren.

Fig. 1.



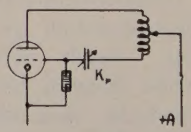
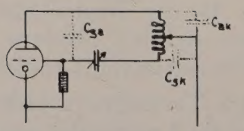


Fig. 1a.

Fig. 2.



Die Vorversuche ließen es nützlich erscheinen, die Arbeiten nach der in Figur 1 gezeigten Dreipunktschaltung zu orientieren. Bei Wellenlängen unter 3 m ist es üblich, den Schwingungskreis als Lechersystem auszubilden. Soll aber nur ein schmales Wellenband

bestrichen werden, so kann der Schwingkreis als kleine Spule ausgebildet werden. Zur Abstimmung darf dann der Kondensator K_r verwendet werden, der als Serienkondensator mit der Gitteranodenkapazität C_{ga} die Eigenfrequenz des Anodenkreises in Grenzen, die durch die Phasendrehung gegeben sind, bestimmt (Fig. 1 a). Nach Messungen an den verwendeten Geräten betrug die Wellenlängenänderung durch K_r je nach dessen Maximalwert 10 bis 30 cm. Durch diese Anordnung wird der Aufbau der verwendeten Oszillatoren außerordentlich klein und die erzeugte Hochfrequenzspannung infolge der kleinen Schwingkreiskapazität möglichst groß.

Bei Meterwellen gehen die inneren Röhrenkapazitäten nach Fig. 2 als frequenzbestimmende Teile in die einzelnen Schwingkreise ein. Bei Angleichungen der Kathoden-Anoden- an die Kathoden-Gitterkapazität erhält man die von Renatus vorgeschlagene Schaltung. Kühnholt hat im Spulensymmetriepunkt dieser Anordnung einen Turmalin mit parallel geschalteter Kapazität angebracht. Die folgenden Messungen, die nach Figur 3 durchgeführt wurden, beziehen sich ohne weiteres auch auf die Anlage nach Kühnholt, da es sich in beiden Fällen darum handelt, daß ein für den Schwingungseinsatz nicht nötiger Kreis in Form eines Turmalins mit dem eigentlichen Schwingungserzeuger gekoppelt wird.

In Figur 3a ist die Schaltung für die induktiv-additive Frequenzmischung mit der Empfangsoszillatorröhre gezeichnet. Es lag nahe, an Stelle der für diese Zwecke eingesetzten Eingitterröhre eine für

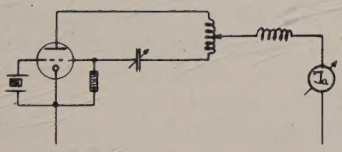


Fig. 3.

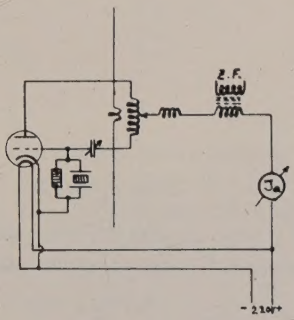
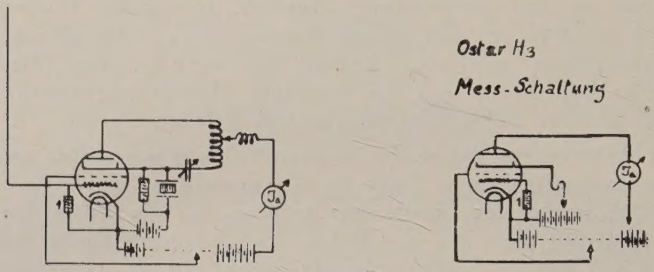


Fig. 3a.

Rundfunkzwecke handelsübliche Mehrgitterröhre zu verwenden. Die Abbildungen 3b und 3c zeigen, nach welchen Prinzipien bei den diesbezüglichen Versuchen verfahren wurde. Dazu ist zu bemerken, daß in der Dreigitterröhre nach Überwindung der durch die beigegebenen Charakteristiken U_{g_3}/I_a gekennzeichneten Schwierigkeiten zwar eine merkbare Verstärkung, jedoch noch nicht genügend Rückwirkungsfreiheit auf das Empfangssystem festgestellt werden konnte.

Der Übergang zur Viergitterröhre mit eingebautem Eingittersystem brachte auch nicht den gewünschten Erfolg, da die Zuführung vom Schirmgitter zum Röhrensockel bereits als Induktivität eine Rolle spielt, daß also das Schirmgitter keine Schirmwirkung mehr besitzt,



H. F. Pentode.

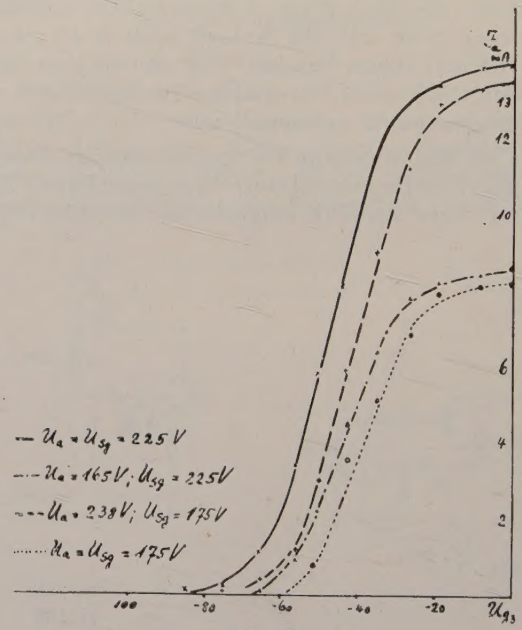


Fig. 3b.

weil es nicht hochfrequenzfrei ist. Für 2 m war mit den beiden zur Verfügung stehenden Röhren dieser Art bei kürzester Verblockung der Schirmgitterspannung eine sehr wirksame Resonanz dieses Schirmgitterkreises festzustellen. Aus diesen Gründen wurden die Arbeiten mit der Triode bevorzugt.

Die Zwischenfrequenz entsteht durch kleine Abweichungen im Schliff der beiden am Sender und Empfänger verwendeten Turmaline und ist so gewählt, daß sie bei gleichen Temperaturen der beiden Kristalle im Rundfunkwellenbereich liegt. Sie wird durch Überlagerung der Oszillatorfrequenz mit der durch den Dipol aufgenommenen und in den Kreis eingekoppelten Empfangsfrequenz gebildet. Diese

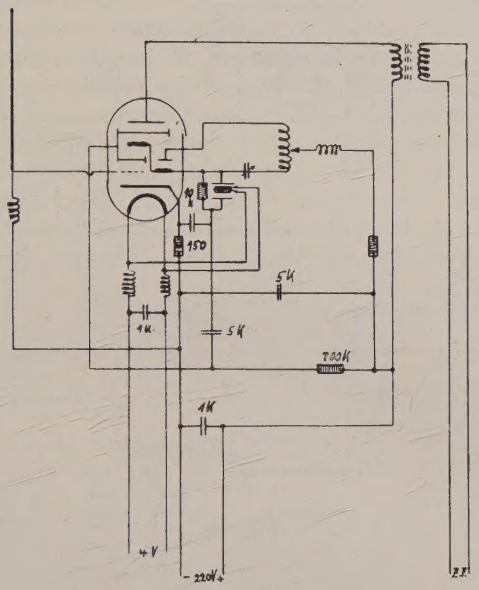


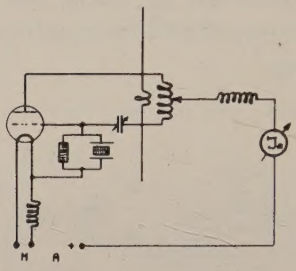
Fig. 3c.

Zwischenfrequenz für die am Nullpunkt der Dreipunktschaltung für 2 m kein Spannungsknoten besteht und die auch über die Drossel ohne weiteres abfließen kann, wird hinter der Drossel mit Hilfe eines H.F.-Trafos. abgenommen und über eine Zweidrahtleitung einem beliebigen Rundfunkempfänger zur Weiterverstärkung und Demodulation zugeführt.

III. Der Aufbau.

Zur Verwendung gelangten nur handelsübliche Röhren, für größere Leistungen bis zu ca. 1 Watt die Type RS 245, für den Überlagerer wurden eine ganze Anzahl Röhren als brauchbar befunden. Nahezu alle Empfänger-Trioden mit Durchgriffen unter etwa 10 % schwingen noch unterhalb von 2 m. Von den modernen Mischröhren mit mehreren Gittern wurde die Dreipol-Sechspolröhre mit Erfolg auf 1,55 m in Einzelschaltung, in Gegentaktschaltung sogar noch auf 1,05 m betrieben.

Die Schwingspule der RS 245 war zusammen mit einer Kopplungsspule aus versilbertem Draht auf ein Calitrohr von 20 mm Durchmesser gewickelt. Die genaue Schaltung des Senders gibt Figur 4a wieder. Der Sender konnte wahlweise mit und ohne kupfernes Ab-



RS 245.

Fig. 4a.

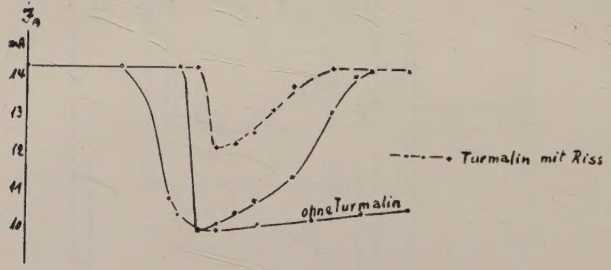


Fig. 4b.

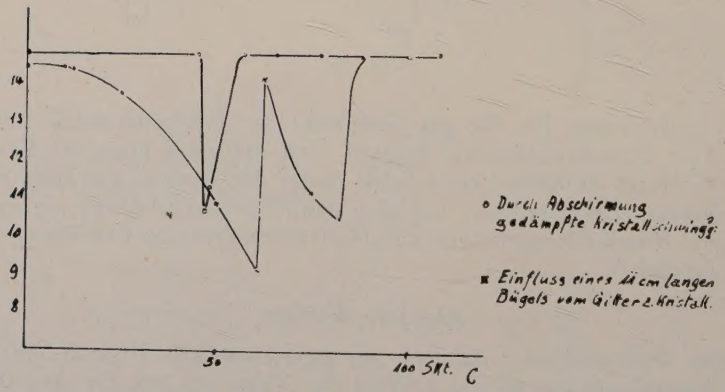


Fig. 4c.

schirmgehäuse verwendet werden. Den Einfluß der Metallwände, d. h. die Dämpfung, auf den Schwingkreis zeigen die Abbildungen 4b und 4c. Letztere zeigt den Einfluß einer zu langen Kopplungsschleife für den Turmalin. Die Anodenspannungszuführung an der Schwing-

spule erfolgte auf der ersten der 3 Windungen vom gitterseitigen Ende aus. Der Gitterableitwiderstand betrug 10 T Ohm.

Der Überlagerer wurde in zwei Ausführungen aufgebaut, einmal mit einer indirekt geheizten Triode von 1 % Durchgriff, einer Ostarröhre Type D 130. Sie befand sich mit einer Spule aus versilbertem Draht, dem Drehkondensator K_r sowie einem unabgestimmten Zwischenfrequenztransformator und Siebmitteln in einem Aluminiumbecher. Die Schaltung geht aus Figur 3a hervor. Bei entsprechender Anlage der Spule und der ihr gegenüberliegenden, ebenfalls freitragend gewickelten Kopplungsspule war es möglich, die Dämpfung durch das Gehäuse so weit auszuschalten, daß die Abstimmkurve mit und ohne Abschirmung gleich verlief. Figur 5 zeigt drei Abstimmkurven, aus denen diese Feststellung hervorgeht. Bei dieser Anordnung war der Turmalin außerhalb des Gehäuses angebracht, um einen raschen Vergleich der Verhältnisse mit und ohne Kristall zu ermöglichen. Die Zwischenfrequenz wurde in einem Kabel, das ebenso wie das Batterie-

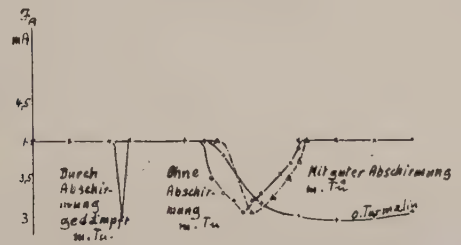


Fig. 5.

D 130.

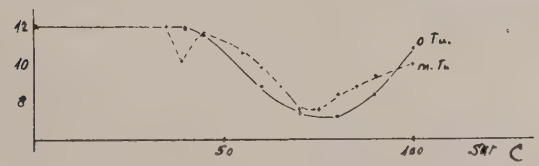


Fig. 6.

ACH 1

kabel mit versilbertem Geflecht überzogen war, abgenommen. Der Bauteil war so klein, daß er sowohl für Feldstärkemessungen auf einem Stativ wie für andere Zwecke im selben Gehäuse wie der Zwischenfrequenzverstärker untergebracht werden konnte.

Nach dem gleichen Prinzip wurde mit einer ACH 1 ein Überlagerervorsatz aufgebaut. Seine Schaltung ist in Figur 3c angegeben. Seine Abstimmkurve mit und ohne Turmalin ist in Figur 6 gezeichnet. Daraus ist deutlich eine Resonanz zu erkennen, die nur mit der Resonanz über das Schirmgitter erklärt werden kann, da die Herausnahme von Siebmitteln diese Spitze nicht beseitigen konnte. Es ist auch zu sehen, wie klein demgegenüber die Resonanz des Turmalins bleibt, wobei allerdings zu beachten ist, daß die Schirmgitterresonanz

verändert und an eine für den Kristall günstigere Stelle gelegt werden kann. Die Zwischenfrequenz wurde mit einem Dreikreis-Dreiröhren-Rundfunkempfänger der Firma Saba verstärkt und demoduliert. Mit Hilfe seiner in 25 kHz-Abständen geeichten Skala konnten die Zwischenfrequenzänderungen, und damit auch die absoluten Frequenzdifferenzen der Oszillatoren, im Bereich von 150—1500 kHz gemessen werden. Das eingebaute Abstimmeter ermöglichte eine Überwachung der Eingangsamplitude und eine genaue Abstimmung.

Die Betriebsspannungen wurden im wesentlichen aus getrennten Batterien, zum Teil auch aus Netzanschlußgeräten entnommen. Die Zuleitungen mit geerdeter Abschirmung waren nahezu ganz hochfrequenzfrei. Das Berühren derselben brachte nur ganz kleine Verstimmungen innerhalb des Tonfrequenzbereiches.

Der Abstand zwischen Sender und Empfänger betrug üblicherweise etwa 8 m. Zur Kontrolle, ob die Feldstärke auf die Größe der Frequenzverwerfung von Einfluß sei, wurde die Entfernung zwischen den beiden Anlagen auf etwa 30 m vergrößert. Eine Änderung der Frequenzverwerfung trat hierdurch nicht ein.

Die Turmaline befanden sich in den von der Firma C. Zeiß-Jena mitgelieferten Bernsteinfassungen. Die statische Kapazität der Kristallelektroden beträgt ungefähr 200 cm, der Durchmesser der Kristalle 12 mm, ihre Dicke etwa 0,0238 mm bei einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ mm.

Zur Untersuchung von Kopplungserscheinungen wurden 2 Röhren RS 245 in Gegentaktschaltung mit kapazitiver Rückkopplung nach Figur 7 eingesetzt. Zu ihrem Aufbau, der mit versilberten Rohrspulen

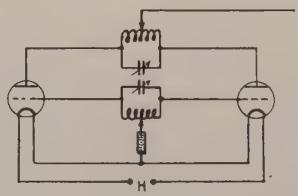


Fig. 7.

und Kondensatoren und unter Verwendung von Frequenta und Trolitul als Isoliermaterialien bewerkstelligt wurde, ist weiter nichts zu bemerken.

IV. Die Quellen der Frequenzverwerfung.

Unter Frequenzverwerfung mögen im folgenden unbeabsichtigte Frequenzänderungen eines schwingenden Systems durch Änderung seiner Betriebsspannungen verstanden werden.

Es ist bekannt, daß Betriebsspannungsänderungen an einem selbsterregten Sender zwar augenscheinlich den Durchgriff D, den inneren Widerstand R_i und die Steilheit S, tatsächlich aber im besonderen den Gitterstrom beeinflussen können. Dieser bildet mit dem Ableitewiderstand der Röhrenkapazitäten u. a. einen veränderlichen Widerstand $R_g = 1/S_g$, der wegen seines komplexen Teiles den Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_a$ verändert. Nach der Selbsterregungsformel

$$\mathfrak{K} = \frac{1}{\mathfrak{B}} = D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a} \qquad (1)$$

ergibt sich aus einer Änderung von $\mathfrak{R}_a$ eine Änderung des Rückkopplungsfaktors $\mathfrak{K}$ und des Verstärkungsfaktors $\mathfrak{B}$. Bei einem Sender ist nun $\mathfrak{R}_a$ meistens ein komplexer Widerstand. Änderungen daran bringen demgemäß eine Verschiebung der Phase, die durch eine solche des Rückkopplungsfaktors ausgeglichen werden muß, wenn die Selbsterregung aufrecht erhalten werden soll.

Nun ist aber andererseits eine Phasendrehung von $\mathfrak{K}$ mit einer Frequenzänderung verknüpft. Um diese klein zu machen, empfiehlt Barkhausen lose Rückkopplung zur Vermeidung großer Änderungen des Gitterstromes, Phasenreinheit in der Rückkopplung, geringe Dämpfung des Schwingungskreises, kleinen Anodenkreiswiderstand und künstliche Amplitudenbegrenzung durch einen hohen Ohmschen Widerstand in der Gitterzuleitung.

Bei ultrakurzen Wellen können von diesen Bedingungen zur Erregung einer stabilen Frequenz die meisten erfüllt werden. Bei geeigneten Röhren kann die Rückkopplung sehr lose gemacht werden; der Anodenkreiswiderstand ist nur sehr schwer in die Größe des Grenzwiderstandes zu bringen, also an sich schon klein, und die Amplitude kann durch einen geeigneten Gitterableitwiderstand beliebig begrenzt werden. Dagegen bietet die Entdämpfung der Kreise Schwierigkeiten. Auf die Phasenverhältnisse in der Rückkopplung besitzt man bei diesen Wellenlängen keinen wesentlichen Einfluß mehr, weil die dazu beitragenden Elektrodenkapazitäten sehr komplizierte Funktionen der Ströme und Felder in der Röhre sind.

Darüber hinaus müssen aber noch eine Reihe anderer Quellen für die Frequenzverwerfung in Betracht gezogen werden. So weit sie erfaßbar und im Vergleich zu den anderen Näherungen wesentlich scheinen, sind sie im folgenden besprochen. Es handelt sich z. B. bereits darum, daß der Durchgriff einer Röhre durch ihre Teilkapazitäten C_a und C_g dargestellt wird. Experimentelle Untersuchungen ergaben, daß D bei Änderung von U_a verschiedene Werte annimmt. Dadurch ist aber erwiesen, daß D in der Frequenzverwerfung eine Rolle spielt. Folglich geht auch (1) über in

$$\mathfrak{K} = \frac{C_a}{C_g} + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a} \cdot \qquad (2)$$

C_a und C_g sind hierbei die Teilkapazitäten zwischen Kathode und Gitter bzw. Kathode und Anode, unter Einbeziehung der jeweiligen Kapazität der anderen Elektrode.

Weiterhin gehen bekanntlich die statischen Kapazitäten C_{ga}, C_{gk} und C_{ak} sehr stark in die Rechnung für die Höhe der Frequenz ein. Nach Figur 2 liegen C_{ga} zum ganzen induktiven Schwingkreisteil und C_{ak} und C_{gk} zu Teilen desselben parallel. Versuche ergeben, daß kleine Kapazitätsänderungen parallel zu einem Teil der Induktivität schon relativ große Frequenzänderungen bringen. Man ist deshalb gezwungen, auch auf diese Kapazitäten, besonders auf C_{gk}, Rücksicht zu nehmen, um so mehr als sich C_{gk} in der Schaltung aus der statischen Kapazität und der rückwirkenden Gitteranodenkapazität zusammensetzt nach der Formel

$$C_{gk} = C'_{gk} + \left(1 + \frac{1}{D} \cdot \frac{\Re_a}{\Re_i + \Re_a}\right) C_{ga}. \qquad (3)$$

Aus dem Verhältnis zu D und R_i ergibt sich die starke Abhängigkeit dieser Kapazität von der Anodenspannung.

Ferner spielt die Elektronenlaufzeit bei 2 m eine nicht zu vernachlässigende Rolle in bezug auf die Steilheit S. Aus der mittleren Fluggeschwindigkeit der Elektronen

$$V_m = 1/2 \cdot 0{,}6 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{U_a} \text{ (cm/sec)}$$

ergibt sich der Phasenwinkel

$$\varphi = \omega t \qquad (4)$$

oder

$$\varphi^\circ = f \cdot t \cdot 360\,(^\circ), \qquad (4a)$$

wobei $t = \frac{d}{3 \cdot 10^7 \cdot \sqrt{U_a}}$ (d = Abstand der Elektroden). Diese Phasendrehung bedeutet eine komplexe Steilheit $\mathfrak{S}$, deren Betrag $\frac{1}{\mathfrak{S}} = \frac{U_{st}}{J_a}$ eine Induktivität $\frac{1}{\mathfrak{S}} = \left|\frac{1}{\mathfrak{S}}\right| \cdot e^{i\varphi}$ darstellt.

Dadurch geht (1) über in

$$\Re = \frac{C_a}{C_g} + \frac{1}{\mathfrak{S} \cdot \Re_a}. \qquad (5)$$

In der folgenden Tabelle sind für die bei den Messungen verwendeten Röhren und ihre U_a-Extremwerte die Phasenwinkel zusammengestellt.

Tabelle I.

Type	d mm	U_a Volt	φ o
D 130	0,6	350	58
		250	68
		170	83
		130	94
RS 245	0,5	450	42
		180	67
ACH 1	0,2	250	23
		130	32

Bei Verwendung der ACH 1 kommt teilweise noch eine frequenzändernde Dämpfung in Betracht; da infolge der Laufzeit und der großen Weglänge die zwischen Schirm- und Oszillatorgitter pendelnden Elektronen Leistung aufnehmen nach dem Wegintegral der Kraft

$$U = \int e\mathfrak{E} dx . \qquad (6)$$

Die Laufzeitschwierigkeiten über die Hilfsgitter bestehen auch bei jeder anderen Mehrgitterröhre, sofern das negative Gitter vor der Anode zur Steuerung herangezogen wird.

Das Empfangsgitter der ACH 1 (1. Gitter über der Kathode) hat einen sehr starken Einfluß auf die Raumladung, der die Elektrodenkapazitäten der Triode direkt ändert.

Nach diesen Überlegungen müssen sich die Messungen an den beiden Röhren D 130 und ACH 1 besonders stark unterscheiden, da ihre Röhrenkapazitäten sehr verschieden sind, ihre Durchgriffe sich etwa wie 1 : 10 verhalten und der Elektrodenabstand der D 130 dreimal größer ist als jener der ACH 1. Die Phasendrehung bei der ACH 1 ist so gering, daß eine merkliche Änderung der Steilheit nicht auftritt. Ebenso ist es bei diesem System nicht möglich, große Amplituden zu erzeugen, da die großen Elektrodenkapazitäten den Kreis zu stark dämpfen. Jedoch wird an dieser Röhre die Einwirkung der Raumladung sehr gut zu beobachten sein.

V. Die Messungen.

Im Interesse eines besseren Überblickes wurde bei allen Kurvenblättern die gleiche Frequenzskala angebracht.

a) Temperaturgang.

Messungen an Systemen mit Röhre RS 245 ergaben stark von der Einschaltzeit abhängige Werte. Um die Frequenzänderung infolge Erwärmung eliminieren zu können, sind Frequenzmessungen in

Abhängigkeit von der Einschaltzeit mit und ohne Turmalin durchgeführt worden.

Sie erfolgten in der Weise, daß der Frequenzgang des Senders mit und ohne Turmalin einmal bei gleichzeitigem Einschalten von Heiz- und Anodenspannung U_a, das andere Mal bei angeheizter Röhre und stufenweiser Änderung von U_a beobachtet wurde. Die sich daraus ergebenden Kurven sind in Figur 8 dargestellt, I und II dem ersten, die übrigen Kurven dem zweiten Fall entsprechend. Der Sender war bei diesen Messungen offen aufgebaut, so daß die Luft ungehindert die Teile kühlen konnte. Der Kristall befand sich in einer Entfernung von ungefähr 2 cm vom Röhrenkolben in halber Höhe desselben. Bei den Messungen mit Turmalin wurde der Sender so abgestimmt, daß er an der Stelle des größten Hochfrequenzstromes J_{HF}, gemessen in einem aperiodischen Dipol, arbeitete. Diese Stromwerte blieben erheblich unter denen, die bei gleichem U_a ohne Kristall erzielt wurden. Dafür war die Anodenverlustleistung N_a mit Kristall größer und damit auch die Erwärmung. Da aber für die übrigen Messungen U_a als Parameter festlag, wurde von Messungen mit gleichem N_a und J_{HF} abgesehen. In Figur 9 sind die Werte für N_a und die Hochfrequenzleistung $\mathfrak{N}_a$, wobei wegen des konstanten Dipolwiderstandes $J_{HF} = \mathfrak{N}_a$ gesetzt wurde, zusammengestellt. Die Zimmertemperatur betrug während der Messungen zwischen 19 und 20°C.

Die Frequenzbeobachtungen wurden jeweils solange fortgesetzt, bis die Änderungen weniger als 1 kHz/min betrugen. Die Zeiten bei Verwendung des Turmalins waren kürzer. Der Frequenzgang mit Turmalin war durchweg erheblich kleiner.

Bei den anderen Röhren wurden derartige Messungen nicht durchgeführt, da überschlagsmäßige Beobachtungen ergeben hatten, daß ihr Temperaturgang zu klein war, um bei den Messungen eine Rolle zu spielen. Die Ursache dafür ist in der starken Vorwärmung durch die indirekte Heizung dieser Röhren, der kleinen Anodenverlustleistung und in der Art der Kristallhalterung zu suchen. Nur Anodenspannungen, die weit über den zur Messung gebrauchten lagen, brachten auch bei diesen Röhren Frequenzänderungen abhängig von der Zeit. Die Anheizzeit wurde nicht gemessen.

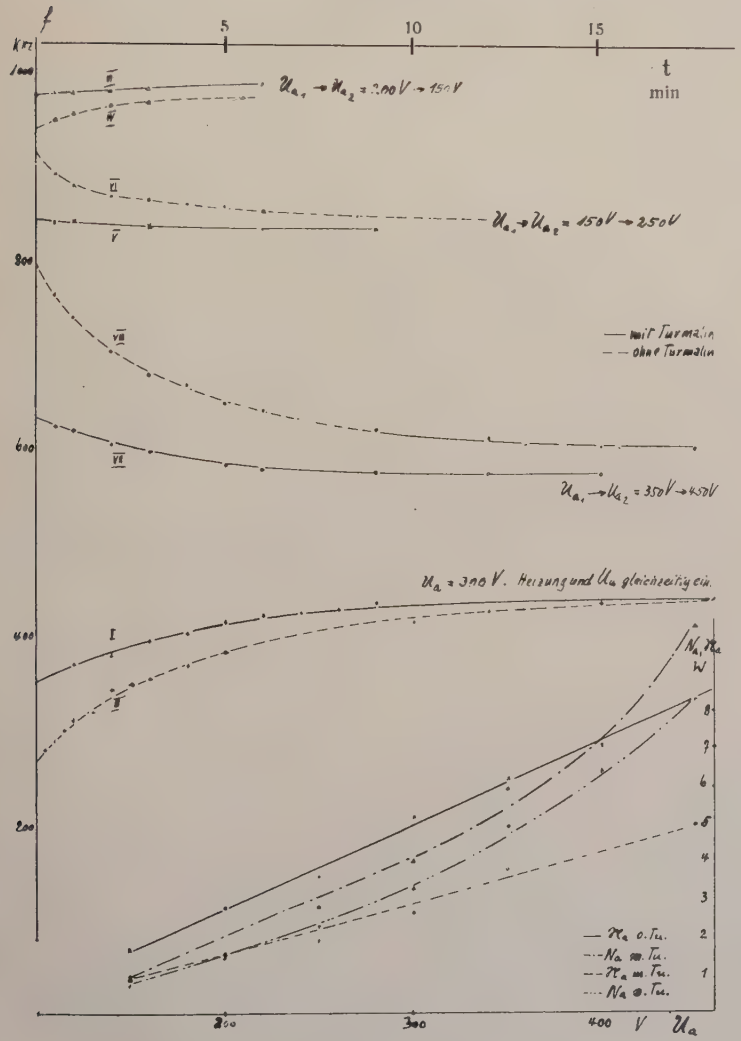
b) Einfluß der Feldstärke auf die Messung.

Eine Triode in Audionschaltung, wie im verwendeten Oszillator, ändert bekanntlich ihren Anodenstrom infolge der Gitterstromänderungen bei verschieden großen Eingangsspannungen. Da bei den vorliegenden Versuchen Sender und Empfänger z. T. nur 6 bis 7 m voneinander entfernt waren, wurden am Empfänger diesbezügliche Messungen angestellt. Sie ergaben bei Änderung des Gitterableitwiderstandes von 10^4 auf 10^6 Ω keine Änderung an dem 2,025 mA betragenden Anodenstrom. Die Senderleistung wurde hierbei im Ver-

hältnis 1 : 2,5 (gemessen im aperiodischen Dipol) variiert. Die Messungen mit kristallgesteuertem Empfänger verliefen ebenso negativ. Um diese Kontrolle noch zu erweitern, wurde gleichzeitig mit dem Anodenstrom die Zwischenfrequenz beobachtet. Wenn durch die

Fig. 8.

$\mathbf{f = g\ (T,\ t)}$



$\mathfrak{N}_a$, $\mathbf{N_a = g\ (U_a)}$

Fig. 9.

Feldstärkenunterschiede der Empfänger beeinflußt würde, müßte der Grad der Frequenzverwerfung über die Anodenspannung geändert werden. Bei einer Frequenzdifferenz von 285 kHz ohne Turmalin und 20 kHz mit Turmalin, wobei eine Ablesegenauigkeit von 2 kHz angenommen ist, konnte nicht die geringste Beeinflussung beobachtet werden. Wie in einem früheren Kapitel erwähnt, brachte auch die Vergrößerung des Abstandes zwischen Sender und Empfänger auf ca. 30 m keine Änderung der Frequenzverwerfung oder des Anodenstromes.

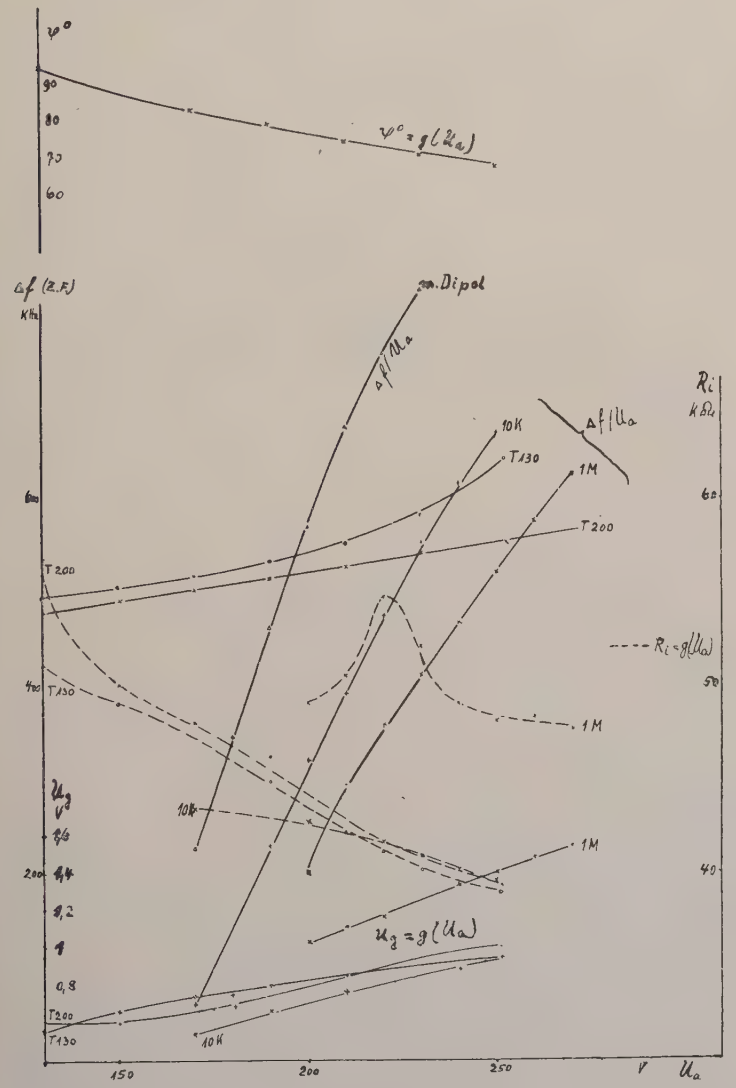
Mit der ACH 1 wurden ähnliche Versuche in der Form angestellt, daß die Frequenzverwerfung über Gitter 1 bei den Dipolströmen $J_{IIF} = 27$ und $J_{IIF} = 62$ Skt. gemessen wurde. Die Gittervorspannung wurde dabei zwischen —2 und —14 Volt, entsprechend einer Frequenzdifferenz von 155 kHz, variiert. Auch hierbei war kein Unterschied, der außerhalb der Meßgenauigkeit läge, zwischen den Messungen bei beiden Senderleistungen festzustellen.

c) Röhre mit 1% Durchgriff (D 130).

Wie zu erwarten war, ergaben die Versuche eine sehr große Frequenzverwerfung für diese Röhre. Bei den normalen Betriebsbedingungen traten Durchschnittswerte von etwa 9 kHz/V auf. In Figur 11 sind einige Kurvenscharen für diese Röhre gezeichnet. Die mittlere der steilen Kurven ist die während der ganzen Messungen zugrundeliegende Frequenzcharakteristik $\Delta f = (U_a)$ für einen Gitterableitwiderstand von 10 k Ohm. Rechts von ihr folgt die Linie für 1 Megohm. Wie nach der Theorie zu erwarten ist, verläuft sie flacher, aber immer noch so steil, daß sie Durchschnittswerte von 7 kHz/V gibt. Die oberste Kurve dieser Schar ergab sich beim induktiven Ankoppeln eines abgestimmten Kreises an den Überlagerer. Durch Dämpfungsvergrößerung und Phaseneinfluß verläuft diese Kurve noch steiler.

Der Vergleich dieser Kurven mit den flachen, die mit Turmalin gewonnen wurden, überrascht weniger deswegen, weil die Turmalinkurven T 130 und T 200 nicht ganz waagerecht verlaufen, als vielmehr wegen der Tatsache, daß der Sender mit Turmalin bei erheblich kleinerem U_a noch schwang. Tatsächlich hörten die Schwingungen im einen Fall bei Anodenspannungen zwischen 120 und 130 V, ohne Kristall aber bei 170 V, ja bei dem Gitterableitwiderstand von 1 Megohm schon bei 200 V auf. Nach den Rechenergebnissen, die in Tabelle 1 zusammengestellt sind, hat sich bei 170 V die Phase der dynamischen Steilheit so weit gedreht, daß eine Schwingungsanfachung kaum mehr stattfinden kann. Zwar sollte nach der exakten Inversionstheorie die Schwingungsanfachung nicht bei einer Phasendrehung der Steilheit um $\pi/2$, sondern erst bei 1,41 $\pi/2$ aufhören, aber zu diesen Angaben brauchte man auch die exakte Gitterspannung, weil sich die

Elektronenlaufzeit auch im Kathoden - Gitterraum bemerkbar macht. Die Näherungsrechnung über U_a ist für die vorliegenden Betrachtungen hinreichend. Zu der Tatsache, daß die Erregung bei der 1 M-Kurve später einsetzt als bei der 10 k, ist zu sagen, daß nach



D 130

Fig. 11.

Messungen von Heinrich in der Audionschaltung bei absinkenden Amplituden die Dämpfung wächst. Die Erregungsverhältnisse beim Turmalin liegen schwieriger. Um ein Bestehenbleiben der bei höheren Spannungen einsetzenden Schwingungen infolge der piezoelektrischen Eigenschaften des Kristalles kann es sich nicht handeln, denn die Schwingungen halten sich nicht nur beim Regeln von hohem U_a her, sondern sie springen bei $U_a = 130$ V jederzeit an; ziehen lassen sie sich bis zu $U_a = 120$ V. Die Schwingungsbedingungen sind also mit Kristall noch unter der Schwinggrenze des kristalllosen Senders erfüllt.

Zieht man zur Untersuchung dieses Phänomens die Abstimmkurve I_a/K_r (Figur 5) heran, so könnte man aus dieser schließen, der Oszillator mit Kristall arbeite in Huth-Kühn-Schaltung. Dagegen spricht aber der Verlauf der Funktion $\Delta f/U_a$ (Figur 11, Linie T 130), weil beim Vorliegen der Huth-Kühn-Schaltung außerhalb der Kristallresonanz zu beiden Seiten Frequenzsprünge auftreten müßten. Es wurde aber niemals ein Abreißen der Schwingungen nach tieferen Frequenzen zu beobachtet. Eine Zieherscheinung zwischen gekoppelten Kreisen im klassischen Sinne, wie z. B. Watanabe bei längerwelligen Quarzen beobachtet hat, liegt also hier nicht vor. Die Wirkungsweise des Turmalins bei 2 m Wellenlänge muß als viel komplizierter angenommen werden: offenbar wirkt die scheinbare Induktivität des Kristalles der komplexen Röhrensteilheit entgegen. So ist es auch zu erklären, daß die Linie T 130, wobei der Turmalin bei $U_a = 130$ V auf Resonanz abgestimmt worden war, so weich ansteigt.

Die Abstimmkurven des Oszillators mit Turmalin sind so aufgenommen, daß für T 130 die Abstimmung auf $I_{a_{min}}$ der Kristallresonanz bei $U_a = 130$ V, für T 200 bei $U_a = 200$ V erfolgte. Der Übersichtlichkeit wegen wurden Kurven für höhere Spannungen bis 300 V in der Zeichnung weggelassen, da sie parallel zur T 200 verlaufen. Wie aus der Zeichnung zu ersehen ist, stabilisiert der Turmalin über den ganzen Spannungsbereich, sobald seine Abstimmung außerhalb der kritischen Anodenspannung unter 170 V liegt.

Der Verlauf der stark frequenzbestimmenden $\varphi°$-Kurve ist in Figur 11 oben gezeichnet. Um den Einfluß der anderen im letzten Kapitel besprochenen Quellen der Frequenzverwerfung abschätzen zu können, wurde der Versuch unternommen, den inneren Widerstand der Röhre während der Oszillation dadurch zu rekonstruieren, daß für die U_a-Werte mit Hilfe einer Gittervorspannung der dort aufgetretene Anodenstrom eingestellt wurde. Diese Gittergleichspannung entspricht dann dem im Betrieb herrschenden $U_g = I_g \cdot R_g$, und gibt als solches wiederum ein Maß für die Aussteuerung. (Bei kleinen Amplituden ist der Anlaufstrom in Betracht zu ziehen!)

In dieser Weise wurde in der Wechselstrombrücke R_i gemessen (in Figur 11 gestrichelt gezeichnet). Während diese Kurve für 10 k

Ohm erwartungsgemäß mit wachsendem U_a fallend verläuft, nimmt sie bei 1 Megohm eine Form an, die offenbar mit der Frequenzkurve wenig zu tun hat. U_g verläuft praktisch linear, bei 1 Megohm erwartungsgemäß steiler als bei 10 k Ohm. Beim Sender mit Kristall interessieren nur die Widerstandskurven, wo für T 200 starke Steilheitsänderungen auftreten, die sich in der Frequenzcharakteristik nicht zeigen.

Da U_g mit größerem U_a negativer wird, wirken sich die beiden Spannungen in bezug auf R_i entgegen. In der folgenden Tabelle sind einige R_i-Werte als Funktion von U_a bei konstantem U_g eingetragen. Wenn man die dort angegebenen Werte mit denen aus der Betriebsmessung vergleicht, so sieht man, daß bei größerer negativer Gitterspannung die Widerstandsänderung durch U_a viel stärker wird. In der Tabelle sind die beiden Grenzfälle von U_g für die Kurve 1 M angegeben. Während sich bei kleinerem Gitterableitwiderstand die Wirkungen von U_a und U_g höchstens aufheben, kann bei hohem Gitterableitwiderstand der Fall eintreten, daß bei kleineren Anodenspannungen die Wirkung der Gitterspannung überwiegt. So kommt die Widerstandskurve 1 M zustande.

Tabelle II.

U_a V	U_g V	R_i kΩ
250	—0,94	40,0
202	—0,94	47,0
205	—1,54	73,4
261	—1,54	48,5

Bei der Bestimmung des Durchgriffs in der Größenordnung von 1 % ergeben sich insofern folgenschwere Hindernisse, als ein kleiner Fehler in die Rechnung für die Elektrodenkapazitäten sehr stark eingeht; solche Meßfehler sind aber wegen der leicht veränderlichen Felder außerhalb der Röhre nicht zu vermeiden. Aus diesem Grunde wurde der Durchgriff dieses Rohres nicht gemessen. Da aber die R_i-Kurve bei 1 M einen Verlauf hat, der in der Frequenzkurve nicht zum Ausdruck kommt, muß gerade dort eine starke Abweichung vom üblichen D-Wert aufgetreten sein, und zwar nach kleinerem D hin.

Legt man der Berechnung von C_{gk} ein $\Re_a$ von 1000 Ohm zugrunde, dann ändert sich für die 10 k-Linie der Klammerausdruck aus (3) um den Faktor 0,2 bei Steigerung der Anodenspannung von 170 auf 250 V. Dürften die statischen Elektrodenkapazitäten angesetzt werden, so würde sich die Kapazität von 12,2 auf 13,3 cm erhöhen. Da aber die Betriebskapazitäten kleiner angenommen werden als die statischen, wird die Kapazitätsänderung größer.

Die Frequenzänderung mit $D = \frac{C_a}{C_g}$ in (2) läßt sich nicht bestimmen.

In Figur 10 ist die Empfindlichkeit der Empfangsanlage in Abhängigkeit von U_a skizziert. Gemessen wird der Anodenstrom des Demodulators im Zwischenfrequenzverstärker. Bei Turmalin sinkt der Anodenstrom nicht so stark ab wie beim Oszillator ohne Kristall,

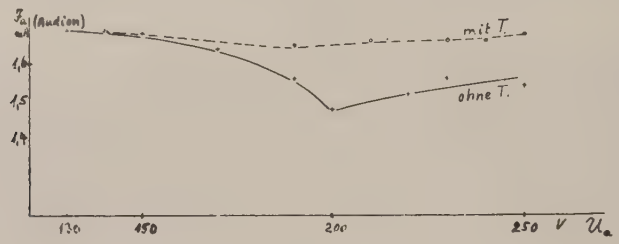


Fig. 10.

die Anlage ist entsprechend weniger empfindlich. Die Stellen größter Empfindlichkeit liegen nicht zusammen, was nach den vorhin betrachteten Schwingungsbedingungen nicht verwunderlich ist. Auffallend ist jedoch, daß die größte Empfindlichkeit nicht an der Stelle des Schwingungseinsatzes liegt.

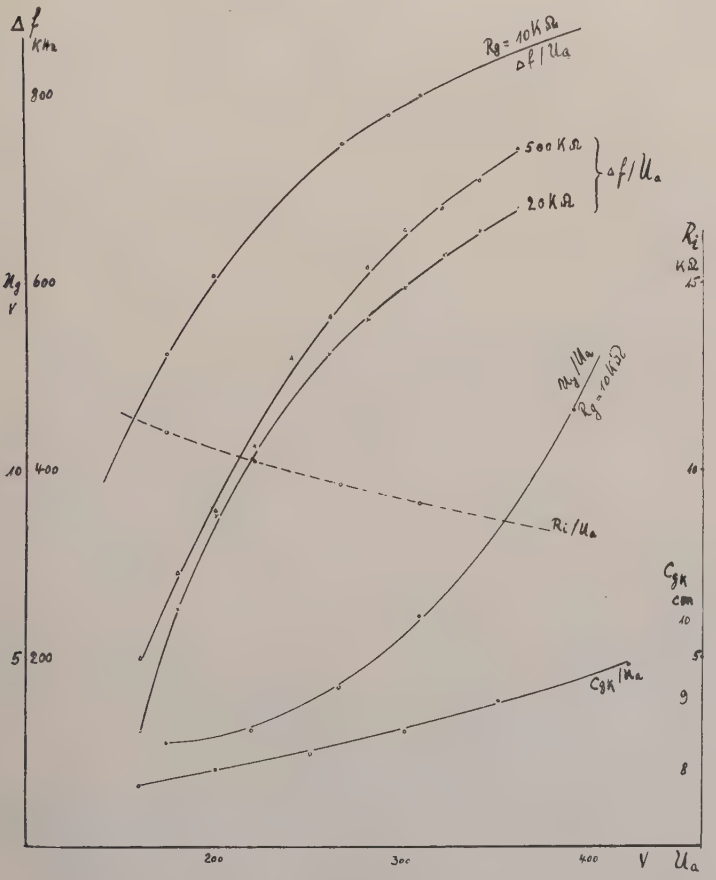
d) Röhre mit 6% Durchgriff (RS 245).

Infolge ihres günstigen Aufbaues mit oben ausgeführten Gitter- und Anodenzuleitungen eignet sich diese Röhre besser zur Untersuchung der Frequenzverwerfung wie die D 130. Wegen der kleineren Phasendrehung bei geringerem Elektrodenabstand und aus noch zu untersuchenden Gründen beträgt die Frequenzverwerfung über den ganzen untersuchten Bereich von $U_a = 160$ bis $U_a = 460$ V durchschnittlich 2,7 kHz/V. Demgegenüber ergab sich bei dieser Röhre mit Turmalin eine unmeßbar kleine Frequenzverwerfung, wenn die Spannungsumschaltung und die Ablesung genügend schnell gemacht wurden. Wie schon zu Beginn dieses Kapitels erwähnt wurde, treten bei dieser Röhre z. T. erhebliche Erwärmungen auf. In den Zeichnungen der Figuren 12 und 13 sind jedoch nur Werte verwendet, bei denen die Erwärmung abgerechnet ist. Zu diesem Zwecke war die Zeit zwischen jeweiliger Spannungsänderung und zugehöriger Frequenzablesung gestoppt worden.

Eine Kontrolle der Gitterstromwerte multipliziert mit dem Gitterableitwiderstand brachte die wie bei der D 130 gewonnene Betriebsgittervorspannung zu $U_g = I_g \cdot R_g - D \cdot U_a$, d. h. U_g ist ein direktes Maß für die Amplitude der Hochfrequenz.

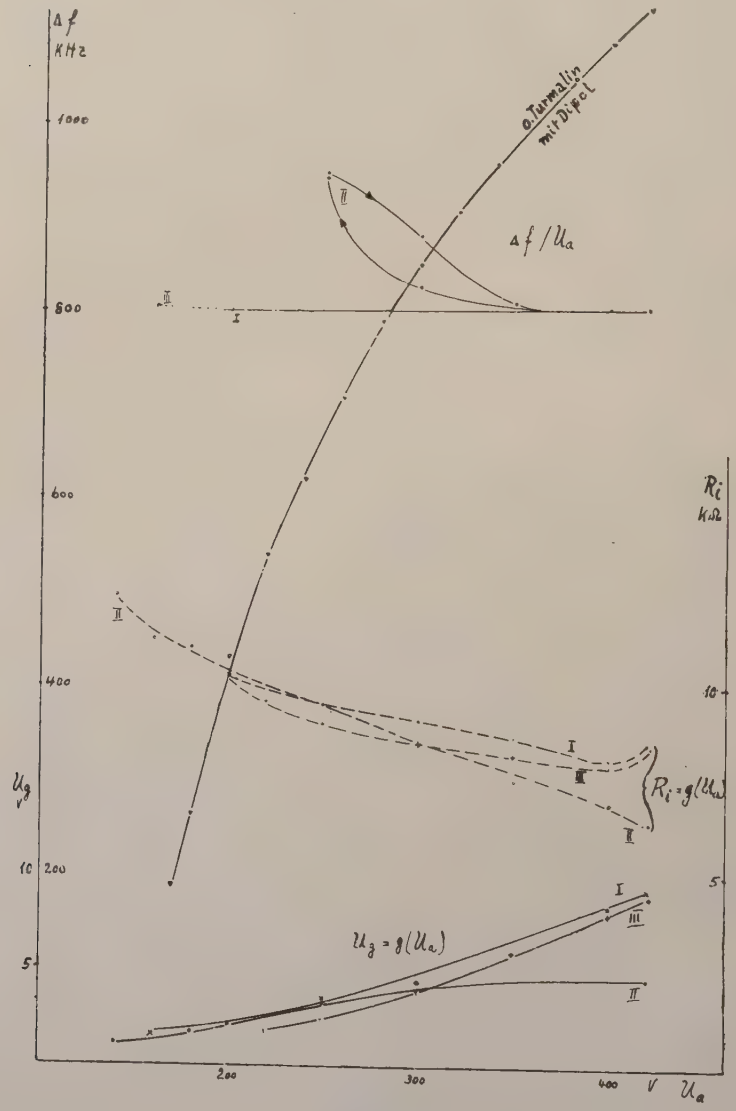
Wenn man an die Messung des Durchgriffes herangeht, was in diesem Fall eher zulässig ist, da der prozentuale Fehler kleiner wird, ergeben sich die gleichen Verhältnisse in bezug auf die Anodenspannung wie die bei der D 130 an R_i beobachteten: bei konstanter Gitterspannung bringt U_a eine viel größere Änderung, als sie wegen der automatischen Gitterspannungsänderung im Schwingzustand auftreten kann. In der Tabelle III sind derartige Vergleichswerte zusammengestellt.

Aus dieser Tabelle und aus den U_a/U_g-Kurven ist es nun möglich, die durch die Gitterspannung allein eintretende Änderung an D und R_i anzugeben. Wir finden dort für U_a = 192 V : U_g = 1,8 V, R_i = 11,1 k Ohm und D = 6,6 %. Daraus errechnen sich für eine



RS 245
Fig. 12.

Gitterspannungsdifferenz von 7,8 V eine Änderung an R_i von 21,6 k Ohm und an D von 3,0 %, die aber der durch U_a verursachten entgegenwirken.



RS 245

Fig. 13.

Aus diesen Zahlen geht hervor, daß es einen Gitterableitwiderstand gibt, bei welchem sich die Änderungen an D und R_i durch U_a und U_g aufheben.

Tabelle III.

U_a V	U_g V	R_i kΩ	D %
424	9,5	8,1	6,4
192	9,5	32,7	9,6
409	4,7	7,4	6,4
188	4,7	15,0	8,1

Legt man der Berechnung von C_{gk} die statischen Werte $C'_{gk} = 3$ und $C_{ga} = 2$ cm zugrunde, so ergibt sich bei Berücksichtigung der betriebsmäßig eintretenden Änderungen an D und R_i z. B. für die Kurve I in Figur 13 ein maximaler Kapazitätsunterschied von etwa 1 cm, für die Kurve II etwa 1,5 cm. Wenn man die Kapazitätskurve in Figur 12 mit der Frequenzkurve vergleicht, so findet man wenig Ähnlichkeit zwischen beiden, zumal sich die Frequenz mit der $\sqrt{\Delta C}$ ändert. Um so auffallender ist die fast völlige Übereinstimmung der Frequenzkurve mit der U_g/U_a-Kurve der einen Charakteristik für Oszillatoren ohne Kristall in Figur 12.

Es wurde versucht, die Frequenzverwerfung durch einen hohen Gitterwiderstand wie bei der D 130 herabzudrücken. Dazu wurde der bisherige von 10 k Ohm mit solchen von 20 und 500 k Ohm vertauscht. Der hochohmige wirkte sich aber nicht wie bei der D 130 aus, sondern seine Kurve zeigt gerade bei großen Amplituden, wo sonst geringere Frequenzverwerfung herrscht, große Steilheit. Die beiden niederohmigen Kurven unterscheiden sich nicht (Figur 13).

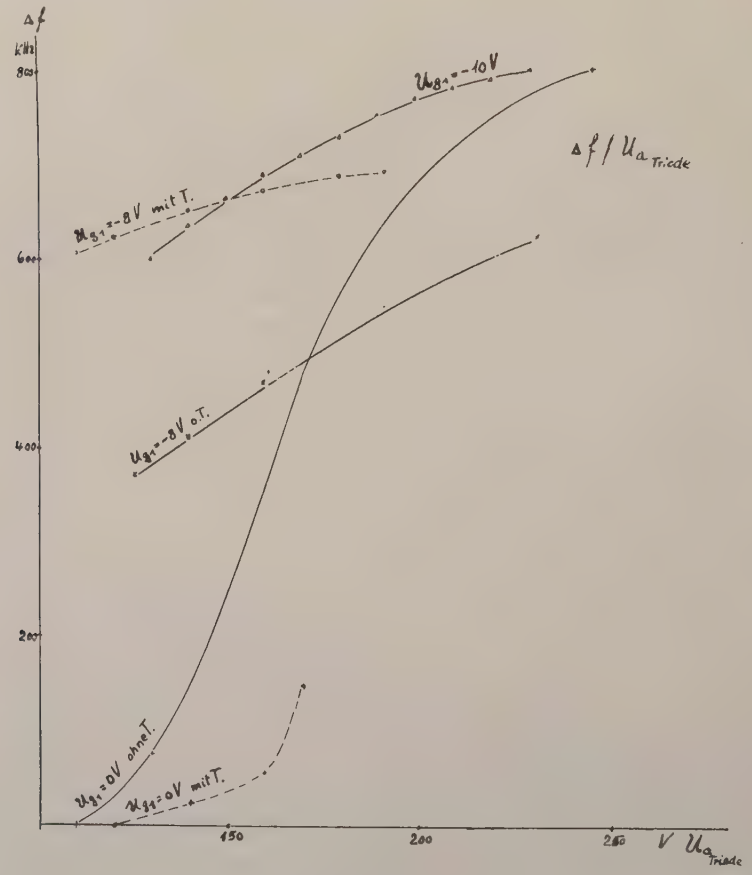
Weitere Untersuchungen wurden mit dem Heizstrom angestellt. Eine Verringerung desselben von 0,93 auf 0,80 A brachte einen linearen Frequenzabfall um 10 kHz.

Der Vollständigkeit wegen ist in Figur 13 noch eine Charakteristik angegeben, die bei angekoppeltem Dipol aufgenommen wurde. Seine Ankopplung erfolgte mit 2 Windungen vom gleichen Durchmesser wie der der Schwingkreisspule. Das eine Ende der Kopplungsschleife war frei, am andern befand sich ein Draht von etwa 70 cm Länge.

e) Verbundröhre mit 9% Durchgriff im Triodensystem (ACH 1).

An dieser Röhre interessierte besonders der Einfluß des 1. Gitters über der Kathode. Je nach dessen Potential wird die Raumladung größer oder kleiner. Ursprünglich wird diese Röhre über dieses

Gitter fadinggeregelt, besitzt also ein Exponentialgitter. Es ist zwar schon im Kapitel IV darauf hingewiesen worden, daß Laufzeiteffekte ihre Verwendung bei sehr kurzen Wellen nicht ratsam erscheinen lassen. Trotzdem sind hier einige Messungen angegeben, weil sie ein außerordentlich eindrucksvolles Bild von der Raumladungsänderung in diesem Verbundsystem geben.



ACH$_1$

Fig. 14.

In Figur 14 sind für einige Spannungen am Gitter 1 wieder die Kurven $\Delta f = g(U_a)$ gezeichnet. Die Kurven, die ohne Turmalin aufgenommen sind, verlaufen bei negativen Vorspannungen von etwa 8 V ab parallel. Bei dieser Spannung ändert sich anscheinend die Raumladung nicht mehr so stark, daß die Kapazitäten des Trioden-

systems dadurch beeinflußt würden. Die Frequenzverwerfung wird aber außerordentlich groß, wenn die Gittervorspannung in die Gegend von 0 Volt kommt. Wie die Kurve zeigt, steigt Δf von 2 kHz/V bei $U_{g_1} = -14$ V auf etwa 10 kHz/V bei $U_{g_1} = 0$ V. Die Raumladung ist also im letzteren Falle so weit vorgedrungen, daß sie von der Anodenspannung der Triode merklich beeinflußt wird und zu einer starken Durchgriffsänderung führt.

Es wurde auch der Versuch unternommen, die früher beschriebene schwache Kristallresonanz zur Stabilisierung dieser Schwingungen heranzuziehen. Während bei $U_{g_1} = 8$ V die Frequenzkurve dadurch nur wenig beeinflußt erscheint, ist die Stabilisierung bei $U_{g_1} = 0$ V doch sehr merklich. Am Knick dieser Kurve scheint die Verstimmung des Schwingkreises so groß geworden zu sein, daß die neue Frequenz außerhalb der Turmalinresonanz liegt.

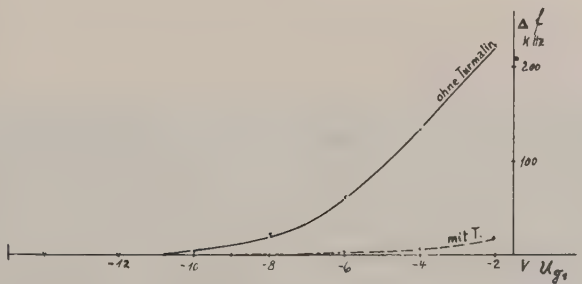


Fig. 14a.

In Figur 14 a ist dann noch die Funktion $f = g(U_{g_1})$ mit und ohne Kristall gezeichnet. Das Auffallendste daran ist die Tatsache, daß der Turmalin über die gleiche Frequenzdifferenz wie vorhin besser stabilisiert. Ob das auf eine zufällig günstige Turmalineinstellung in diesem Falle oder auf andere Ursachen zurückzuführen ist, konnte bei mehrmaligen Versuchen nicht eindeutig geklärt werden. Tatsache ist nur, daß die U_{g_1}-Stabilität fast beliebig oft erreicht werden konnte, während es bei der U_a-Kurve sehr mühsam war, die Kristallresonanz hinzustimmen.

f) Untersuchungen am Turmalin.

Die Frage, wie stark der Turmalin nun eigentlich stabilisiere, wird am besten durch die Bilder 1 bis 3 gekennzeichnet. Sie sind an der Braunschen Röhre aufgenommen, die mit der demodulierten Zwischenfrequenz beaufschlagt ist. Der Empfänger wurde aus Batterien, der Sender aus dem Wechselstromnetz gespeist.

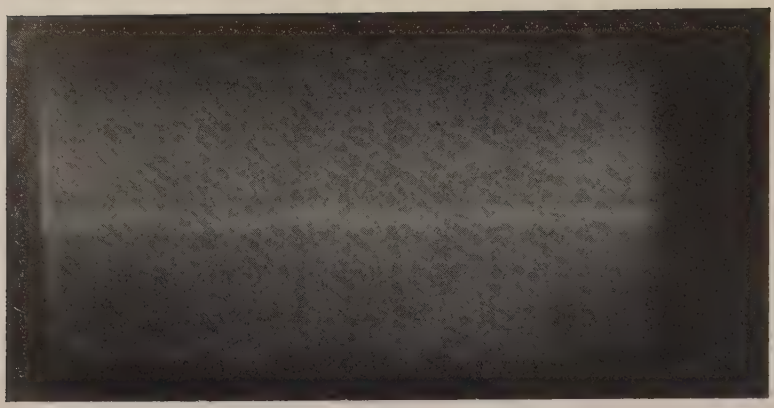


Bild 1.
Sender und Empfänger arbeiten ohne Turmalin-Stabilisierung.

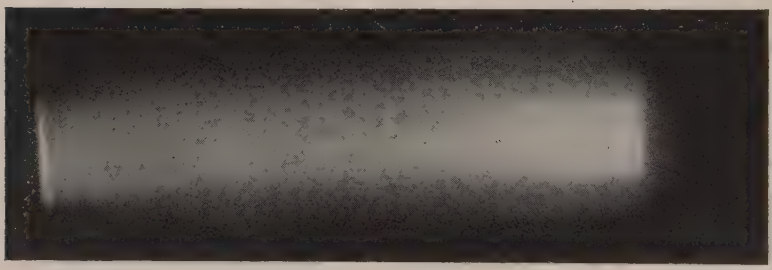


Bild 2.
Die Verstimmungen des Empfänger-Oszillators werden durch Einsetzen eines Turmalins verhindert.

Bild 3.
Sender und Empfänger sind kristallgesteuert.

In Kapitel V, Abschnitt d, war gesagt worden, daß der Turmalin die Frequenz über eine Anodenspannungsdifferenz von mehr als 200 V konstant halte. Die genauen Messungen ergaben, daß bei Abstimmung auf $I_{a_{min}}$ der Kristallresonanz die Frequenzkurve zwischen $U_a = 180$ V und 460 V gradlinig verläuft. Die Messungen litten etwas durch die Wärmeänderungen in und an der Röhre. Beim Umschalten der

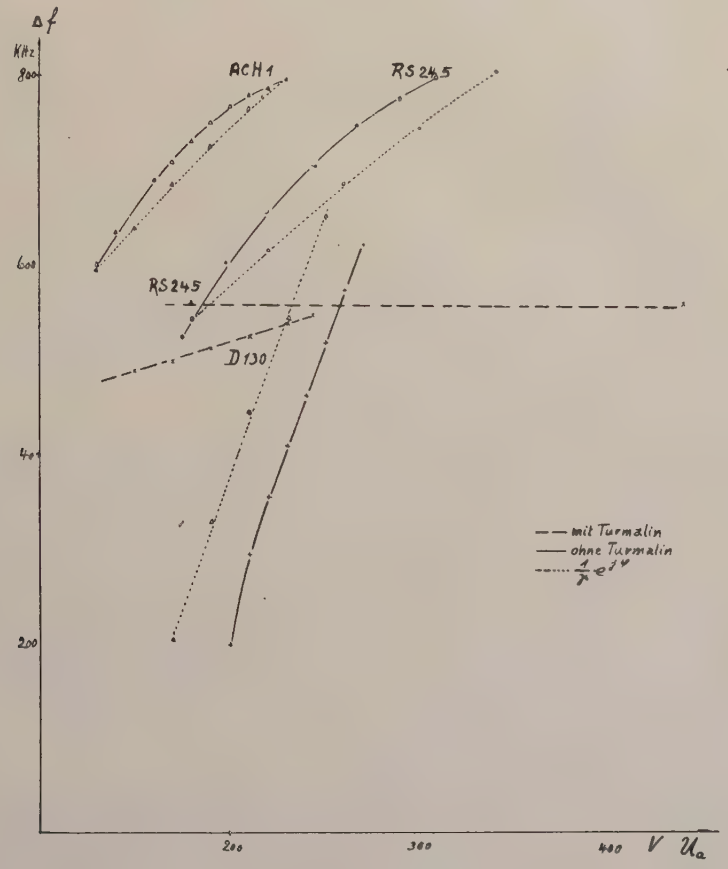


Fig. 15.

Spannung von 390 V auf 177 V hatte nach 20 Sekunden sich die Frequenz um 5 kHz verschoben; bei Wiederholung der Messung betrug die Frequenzänderung 10 Sekunden nach dem Umschalten nur 2 kHz. Auch bei noch größeren Potentialunterschieden und bei noch kürzeren Ablesezeiten blieb die Frequenz praktisch völlig konstant.

Diese guten Resultate wurden aber nur in Verbindung mit der RS 245 gezeitigt. Am wenigsten stabilisierte der Turmalin bei der

D 130, besser bei der ACH 1. Bei diesen beiden Röhren konnte die günstigste Ankopplung des Kristalls wegen der langen Elektroden-Zuleitungen nicht erreicht werden.

Um den Mitnahmebereich festzustellen, wurde bei $U_a = 300$ V die Resonanzkurve aufgenommen (Fig. 16 a). An den bezeichneten 3 Stellen wurde dann U_a zwischen 420 V und 200 V geregelt. Der

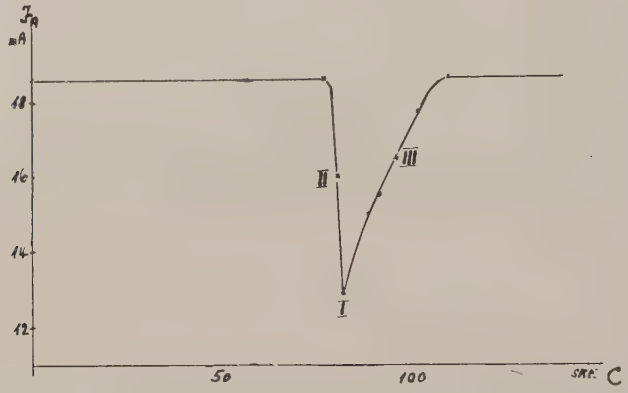


Fig. 16a.

Punkt I entspricht dem mehrfach genannten $I_{a_{min}}$, ist also eine Stelle, an welcher der Kristall über den ganzen Spannungsbereich sehr gut stabilisiert. Hier wird $\Delta f = g\,(U_a) = \text{const.}$ (s. Fig. 13!). Punkt II liegt dagegen an einer Stelle der Resonanzkurve, an welcher die Mitnahme des Kristalls beinahe aufgehört hat. Von $U_a = 400$ V ab nimmt die Frequenzverwerfung zu, und bei 300 V geht sie steil nach oben, der Turmalin ist wirkungslos. Obwohl der Punkt III verhältnismäßig weit außerhalb der Resonanz liegt, stabilisiert dort der Kristall ebenso wie von Punkt I aus. Bei $U_a < 200$ V trat manchmal ein schwaches Wobbeln auf.

In Figur 16 b wurde die Kristallresonanzkurve noch einmal, jedoch mit einer stärker unterteilten Skala aufgenommen ($U_a = 266$ V). Außer der I_a/K_r-Funktion ist dort auch J_{HF}/K_r gezeichnet. Wenn man nun K_r zwischen den beiden noch gut meßbaren Punkten A und B auf J_{HF}/K_r verstimmt, so beträgt die Frequenzdifferenz 63 kHz, das sind an K_r 34,5 Skalenteile, rund 2,5 pF. Demgegenüber brachte eine Kapazitätsänderung innerhalb dieses Bereiches um 3 Skt., d. h. etwa 0,3 pF, beim Oszillator ohne Kristall eine Frequenzänderung um 420 kHz. Die beiden Punkte A und B entsprechen ungefähr den Punkten II und III in Figur 16 a, stellen also den Bereich dar, in welchem der Kristall stabilisiert. Würde sich die Frequenz im Bereich von 10 bis 35 Skt. linear ändern, was aber wegen der Serienschaltung

K_r—C_{ga} nicht anzunehmen ist, so würde die Strecke AB einer Verstimmung um 5000 kHz entsprechen.

Aus diesen Zahlen errechnet sich eine Stabilisierung durch den Turmalin von 1 : 80.

Diese Zahl erscheint hoch, sie wird aber noch höher, wenn der Kapazitätsbereich, der zu dieser Feststellung gedient hat, ein-

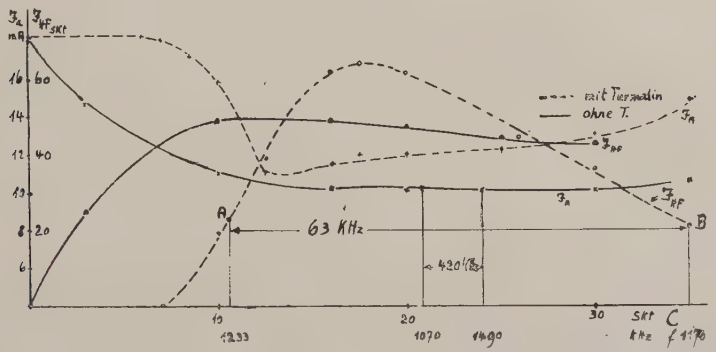


Fig. 16b.

geschränkt wird. Denn die starke Frequenzänderung beim Turmalin kann nur auf den Flanken auftreten. Jedenfalls war es bei der RS 245 kaum möglich, auf der Kuppe der Abstimmkurve Verstimmungen von etwa 5 kHz zu erreichen.

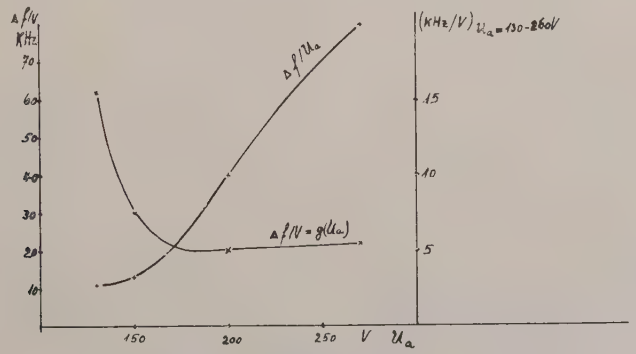


Fig. 16c.

Die Messungen an der D 130 ergaben ein viel geringeres Stabilisierungsverhältnis. Die Werte liegen dort zwischen 1 : 8 und 1 : 15, je nach dem Arbeitspunkt oder besser, je nach der Anodenspannung. Das Wobbeln der RS 245 bei kleinen Anodenspannungen und der Verlauf der Frequenzkurve der D 130 bei verschiedenem U_a weisen darauf hin, daß der Kristallkreis auf die Amplitude reagiert. In

Figur 16 c sind einige Werte, die in der gleichen Weise gewonnen wurden wie vorhin bei der RS 245, aufgetragen. Daraus geht hervor, daß die Bandbreite des Turmalins in dieser Schaltung proportional der Anodenspannung wächst. Der Oszillator wurde selbstverständlich für jeden Wert von U_a neu abgestimmt. Der Anstieg der Kurve $\Delta f\ U_a$ mit wachsendem U_a würde nach der klassischen Theorie gekoppelter Kreise eine festere Kopplung bedeuten. Diese Annahme stimmt auch für die Steilheit der Frequenzverwerfung $\Delta f/V = g\,(U_a)$, wo U_a die Spannung bedeutet, bei welcher der Kristall auf Resonanz abgestimmt wird. Es ist allerdings erstaunlich, daß unter diesen Umständen bei U_a 130 V der Mitziehbereich so klein wird. Doch wird ja das Frequenzband um so schmaler, je loser die Kopplung ist, andererseits sind die Einflüsse durch die Selbsterregungsbedingungen, wie sie weiter oben beschrieben sind, zu berücksichtigen, die z. B. dazu führen, daß die Resonanzkurve nahezu symmetrisch in bezug auf den Resonanzpunkt wird.

Schließlich wurden noch Untersuchungen darüber angestellt, wie stark sich die dynamische Kapazität des Kristalles auswirkt. Die Frequenz wurde mit und ohne Turmalin gemessen. Bei gleicher Anodenverlustleistung und gleichem Hochfrequenzstrom betrug die Differenz 150 kHz, also erstaunlich wenig.

Zum Schluß dieses Abschnittes seien noch einige Meßwerte angegeben, die einen guten Einblick in die Stabilisierungsstärke des Turmalins bei der D 130 geben. Verschiedene Beschaltungen der an die Schwingspule angekoppelten Windung brachten naturgemäß Dämpfungen in den Schwingkreis. In der folgenden Tabelle sind einige Werte für die gleiche Schaltmaßnahme mit und ohne Turmalin zusammengestellt.

Tabelle IV.

Beschaltung	U_a	f		$\Delta f/V$		$\Delta f_{o\,T.}/\Delta f_{m.\,T.}$
		o. T.	m.	o. T.	m.	
	V	kHz	kHz	kHz/V	kHz/V	
keine	150		379			
	200	750		12,8	0,41	31
	250	1390	420			
Dipol	150		382			
waagerecht	200	650		14,8	0,45	33
	250	1390	426			
Dipol	150		387			
senkrecht	200	490		14,0	0,38	37
	250	1190	425			
Klemmen an	150		384			
Gehäuse geschlossen	200	735		13,8	0,39	35
	250	1415	423			

VI. Diskussion der Messungen.

Soweit sich die vorstehenden Messungen auf die Frequenzverwerfung beziehen, muß manche Frage offen bleiben. Diese Tatsache liegt aber in der Materie selbst. Es ist bekannt, daß gerade ein sehr wichtiger Teil, nämlich der Durchgriff, meßtechnisch gar nicht zu erfassen ist. Im Kapitel IV haben wir aber gesehen, daß nicht nur der Rückkopplungsfaktor, sondern auch der Ausdruck für eine frequenzbestimmende Kapazität diese Größe enthält. Damit ist auch die Phasenlage nicht mehr zugänglich, die Kontrolle über die Phasenreinheit hört auf. Trotzdem enthalten die Messungen eine Reihe neuer Erkenntnisse.

Im folgenden werden die Figuren 11 bis 14 und eine weitere (15) diskutiert, in welcher die Hauptergebnisse aus den ersteren der besseren Übersicht wegen zusammengestellt sind. In dieser Figur wurde auch noch für jede Röhre der Verlauf der Funktion $\frac{1}{\mathfrak{S}} \cdot e^{j\varphi}$ eingezeichnet. Der Vergleich der Röhren in bezug auf diesen Laufzeitvektor ist außerordentlich interessant. Man sieht, daß z. B. bei der steilen D 130 Frequenz- und Laufzeitkurve auffallende Ähnlichkeit besitzen; obwohl nach Figur 11 für die 1 M-Linie Einflüsse von R_i und D erwartet werden müßten. Von Interesse ist auch die offensichtliche Phasenschwierigkeit im Anschwingteil von 1 M, die nach der üblichen Ansicht eher hätte bei der 10 k-Linie auftreten müssen.

Bei der RS 245 fällt besonders die exakte Spiegelung der Frequenz durch die Amplitude (U_g) auf. Die Frequenzkurve weicht in diesem Falle von der Laufzeitkurve ab, ohne daß eine Amplitudenänderung durch den begrenzenden Gitterwiderstand oder eine veränderte Phasenlage festzustellen wäre. Es ist nicht ganz klar, warum dieser Unterschied so stark auftritt. Ein Meßfehler kann es nicht sein, denn die gleichen Verhältnisse treten bei der ACH 1 auf. Läge es an der Phasendrehung des Rückkopplungsfaktors, also an der Verstimmung aus einer sich ausbildenden Ruhelage, so müßte erwartet werden, daß sich die Amplitude der Schwingung, mindestens am Schnittpunkt der beiden Kurven bei höherer Spannung, vermindert; statt dessen wächst sie immer weiter an, so lange die Anodenspannungserhöhung — unter Einhaltung der zulässigen Anodenverlustleistung — andauert. Unter diesen Umständen kann man zu der Ansicht neigen, daß hierbei doch die Verstimmung durch Elektrodenkapazitätsänderungen eine Rolle spielt.

In dieser Ansicht wird man durch die Betrachtung der ACH 1-Kurven bestärkt. Wie die verschiedenartige Steilheit dieser Kurven zeigt, ist die Verwerfung sehr stark von der Größe der Raumladung abhängig. Diese wirkt sich primär nur auf die Elektrodenkapazität aus und bewirkt dadurch die starke Verstimmung. Daß dadurch auch

Phasenänderungen in den Rückkopplungsbedingungen eintreten, ist klar, aber meßbar ist ihr Anteil nicht.

Die Messungen erheben nicht den Anspruch, Absolutwerte zu geben. Zwar waren die hier gezeichneten Kurven jederzeit zu reproduzieren, aber nur unter der Voraussetzung, daß die Apparatur nicht verschlechtert wurde. Es wurden sehr viel mehr Kurven aufgenommen als hier gezeichnet sind, sie lagen aber vielfach über den hier dargestellten Werten, d. h. die Frequenzverwerfung wird schnell größer, wenn die einzelnen Teile bei Veränderung ihrer Lage die Kapazitäten untereinander und, besonders bei den Spulen, die Dämpfung ändern. Die hier gezeichneten Kurven stellen also für die gegebene Apparatur die Mindest-Frequenzverwerfung dar.

In diesem Zusammenhang sind noch folgende Zweifel klarzustellen. Einmal wird von anderer Seite zur Verminderung des R in der Resonanzwiderstandsformel $\Re_{\ddot{u}} = \frac{L}{C \cdot R}$ ein Lechersystem aus konzentrischen Rohren verwendet. Es ist ohne weiteres zuzugeben, daß dadurch der Resonanzwiderstand größer und damit die Frequenzverwerfung kleiner wird. Im wesentlichen erreicht man aber mit einer Spule aus versilbertem Draht schon ein ganz brauchbares R, und die Streuung, die sich als Dämpfung auswirkt und in R enthalten ist, wird bei Spulen von 1 cm Durchmesser klein. Die Strahlungsfreiheit des konzentrischen Lechersystems wird allerdings keinesfalls erreicht.

Zum andern ist in der eben genannten Gleichung C im Falle des untersuchten Aufbaues denkbar klein, da die Windungskapazität der Spule in Serie mit K_r und der Gitter-Anodenkapazität liegt. Letztere muß als kleiner als die beiden Außenkapazitäten erwartet werden, so daß sie die Frequenz des Kreises bestimmt.

Es liegt aber bei den besprochenen Messungen gar nicht daran, daß sie mit einer möglichst verlustfreien Apparatur durchgeführt sind, sondern an der Feststellung der tatsächlichen Quellen der Frequenzverwerfung. Mit einem verlustarmen Schwingkreis ist nicht geholfen, wenn die Elektronenlaufzeit die Frequenz verwirft. Wenn eine Änderung der Elektrodenkapazitäten auftritt, wird ein Resonanzkreis aus einer Spule ebenso verstimmt wie ein solcher aus einem Lechersystem. Im großen und ganzen hat das Lechersystem auch den Nachteil der begrenzten Verwendung infolge der großen Metallmasse, die beispielsweise eine Feldstärkemessung fast unmöglich macht.

Man ist deshalb gezwungen, andere Mittel zur Frequenzstabilisierung zu suchen. Die vorliegenden Resultate über den Turmalin sind in dieser Beziehung mehr als günstig. Wie zu sehen war, wird bei richtiger Ankopplung nicht nur die Handempfindlichkeit genügend klein, sondern die Frequenzverwerfung geht so stark zurück, daß die

Messungen mit der hochfrequenten Abstimmung nicht mehr zu erreichen und deswegen im Tonfrequenzbereich fortzusetzen sind. Dabei ist er in bezug auf Erwärmung trotz seines hohen Temperaturkoeffizienten für technische Zwecke sicher anspruchslos, wenn es sich um einen Empfänger handelt; beim Sender wäre eine Aufbewahrung im Wärmeschrank unbeachtlich. Es wäre vielleicht die Verwendung eines evakuierten Gefäßes für den ganzen kleinen Steuersender oder Überlagerer zu erwägen. Der Turmalin stabilisiert die Frequenz dann auf rund 10^{-4} %, d. h. auf etwa 100 Hz absolut. Dieser Wert ist auch für Wellen unter 1 m experimentell bestätigt. Es gibt also wohl im Augenblick kein besseres Mittel zur Stabilisierung der Frequenz bei sehr kurzen Wellen als den Turmalin.

Eine weitere Frage ist noch die nach dem Bedürfnis so großer Frequenzstabilität bei Anodenspannungsänderungen. Abgesehen davon, daß sich im vorliegenden Falle dieses Verfahren zur Untersuchung der verschiedensten Einflüsse auf die Frequenzkonstanz sehr gut bewährt hat, gibt es bekanntlich bei jedem Sender Laständerungen, die auf den Resonanzkreis einwirken und ihn durch Dämpfungsänderung verstimmen. Weit wichtiger ist aber die Frequenzhaltung für die Amplitudenmodulation. Dort werden ja doch die Spannungsänderungen betriebsmäßig getätigt. Dabei ist die frequenzreine Modulation ein wesentlicher Faktor. Die Messungen am unstabilisierten Sender zeigen aber, wie stark die Frequenzmodulation werden kann. Versuche haben bestätigt, daß eine dem Anodengleichstrom überlagerte Wechselspannung von nur 5 V tatsächlich bei der RS 245 ein Frequenzband von etwa 20 kHz und bei der D 130 von 50 kHz brachte.

Von einem Vergleich des Verwerfungsgrades in bezug auf D, S oder d der einzelnen Röhren wurde abgesehen, weil die Ursachen der Frequenzverwerfung nicht die gleichen sind und z. B. für einen Empfänger Röhren mit einem Elektrodenabstand d von 6 mm nach den Fortschritten im Bau von Röhren für Dezimeterwellen heute nicht mehr verwendet würden.

Aus diesen Betrachtungen und Messungen mag bewiesen worden sein, daß der Turmalin imstande ist, auch bei Meter- und Dezimeterwellen die Frequenz so konstant zu halten, wie es genaueste Messungen erfordern.

VII. Anhang.

a) Gegentaktsender.

Zur Erzeugung größerer Hochfrequenzleistungen wird gern das Gegentaktprinzip angewendet. Es gibt eine Reihe von Vorschlägen, derartige Schaltungen mit Kristallen zu stabilisieren. Sie sind bei Ultrakurzwellen z. T. wegen ihrer Anlage nicht zu gebrauchen oder haben sonstige Nachteile. Ohne damit über die anderen Schaltungen

ein Werturteil abzugeben, wurden nur Versuche zur Steuerung nach Vorschlägen von H. Professor Dr. Leithäuser durchgeführt. Der Leitgedanke derselben war, den Turmalin auch zur Steuerung größerer Leistungen dadurch einsetzen zu können, daß er in einer Art Holborn-Schaltung gemäß Figur 17 so weit aus der Hoch-

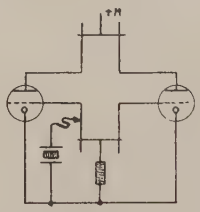


Fig. 17.

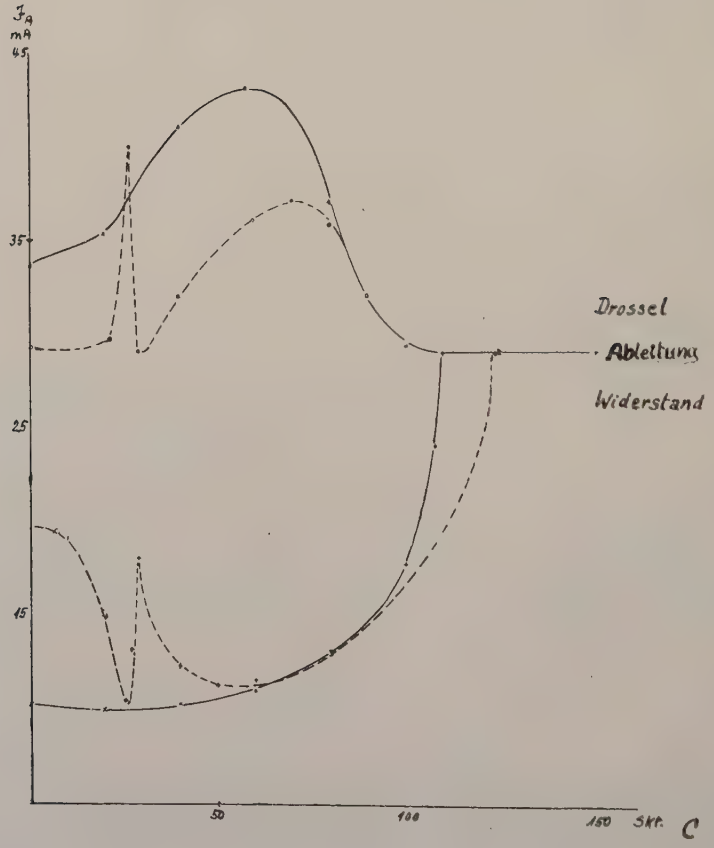


Fig. 17a.

frequenz-Nullage herausgerückt wird, daß eben eine ausreichende Stabilisierung erreicht ist. Es ist klar, daß der Turmalin dann nur mit einem Teil der am Gitter herrschenden Wechselspannung belastet wird.

Die Abstimmkurven der Figur 17 a zeigen, wie unter diesen Bedingungen der Kristall als Mitziehkreis wirkt. Ob die Gitterableitung aus einer Drossel oder aus einem Widerstand besteht, ist dabei gleichgültig. Die Drossel ist überflüssig, wenn die Kathodenleitung exakt in der Mitte der Gitterspule angelegt wird. Zwischen Sender mit und ohne Drossel ist kein Unterschied. Wenn eine Drossel verwendet wird, soll ihre Eigenwelle möglichst nicht bei der Kristallwelle liegen, da sonst u. U. eine Spannungsteilung stattfindet und die Steuerwirkung des Turmalins beeinflußt wird. Die Kurven der Figur 17 a sind mit dem Triodensystem der ACH 1 aufgenommen.

Bei Verwendung der RS 245 ändert sich die Form der Abstimmkurve, jedoch nicht prinzipiell. Die Versuche mit dieser Röhre fanden ihren Niederschlag in den Figuren 18 und 19. Die Figur 18 a zeigt die Resonanzkurve des Kristalls im Vergleich zu der des unstabilisierten Senders, während bei 18 b gemäß der beigegebenen Schaltung der Turmalin durch einen Schwingkreis mit kapazitiver Ankopplung ersetzt ist. Die Abstimmkurve wird mit zunehmender Kapazität breiter, erhält aber nie den Charakter der Kristallkurve. Die kapazitive Ankopplung wurde auch beim Turmalin versucht; in Figur 19 a sind einige Kurven gezeichnet. Man sieht, daß je nach der Kopplungskapazität auch die Amplitude der Kristallresonanz verändert wird. Die in diese Figur eingezeichnete Schaltung zeigt zwei Möglichkeiten

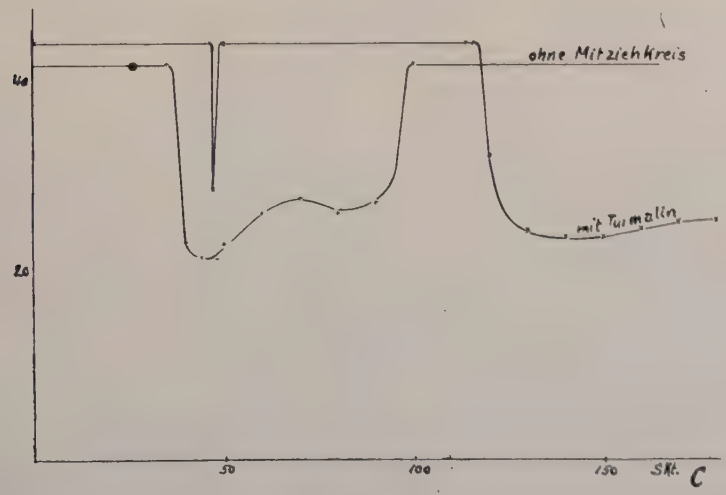


Fig. 18a.

der Serienschaltung Kristall-Kopplungskondensator. Davon brachte die mit am Gitter liegenden Kondensator größere Amplituden. Je enger stabilisierte und wilde Schwingung zusammenliegen, desto geringer wird die Resonanzauslenkung des Anodenstromes aus der Ruhestromlage. Das Optimum für die Amplitude ergab sich bei einer Kopplungskapazität von etwa 7 cm.

Damit ist auch eine einfache Kristallsteuerung für größere Leistungen gegeben.

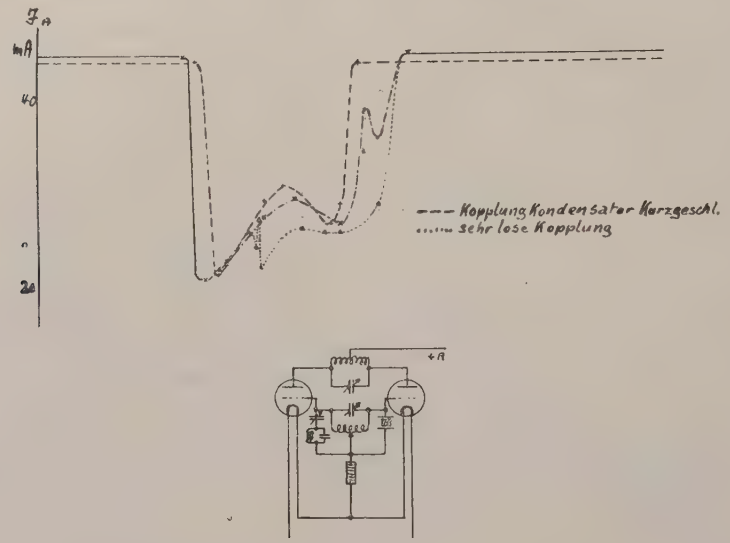


Fig. 18b.

b) Kopplungsschwingungen.

Wird eine Oszillatorschaltung für Ultrakurzwellen mit abgestimmten Kreisen in den Batteriezuleitungen ausgeführt, so besteht die Gefahr wilder Rückkopplung, die mit der Zahl der Kreise wächst. Aus Figur 20, in welcher das Schema eines Oszillators nach E. Bußmann angegeben ist, sieht man, daß über die Kathode eine zusätzliche Rückkopplung entsteht. Diese Anordnung bringt aber nicht nur größeren Nutzeffekt, sondern wegen der erheblich gesteigerten Freiheitsgrade eine Menge wilder Kopplungsfrequenzen.

Bei Arbeiten mit dem Überlagerer stellen derartige Kopplungsschwingungen eine Gefahr für richtige Messungen und einwandfreies Arbeiten dar. Um vor dieser Gefahr zu warnen, sind die an sich bekannten Vorgänge hier näher beschrieben. Es handelt sich dabei um reine Kopplungsschwingungen, die sonst wenig vorkommen, aber bei der Zahl der hier vorhandenen Kreise und den allseitigen Phasenveränderungen leicht angeregt werden. Sie sind bekannt unter dem

Begriff der primären Rückkopplung. Bei den hohen Frequenzen der ultrakurzen Wellen fällt die tiefere Kopplungsfrequenz leicht in das Gebiet der Zwischenfrequenz. Entsteht sie, räumlich betrachtet, in

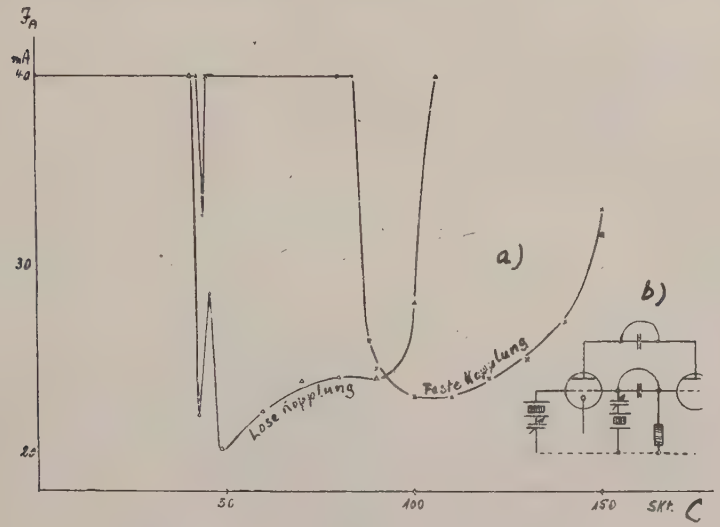


Fig. 19.

unmittelbarer Nähe oder gar im Überlagerer, so beeinflußt sie den Demodulator direkt und führt zu Täuschungen.

Öfter noch kommt der andere Fall der Kippschwingungen vor. Sie unterscheiden sich von den erstgenannten durch ein starkes

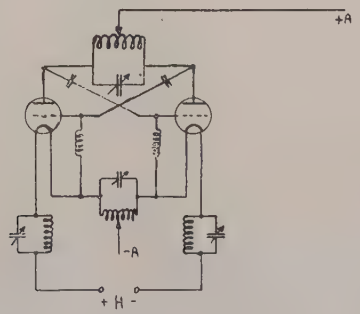


Fig. 20.

Rauschen oder Prasseln. Hierbei sind Schwingungen gemeint, die an einem irgendwo im Oszillator liegenden CR-Glied dadurch entstehen, daß auf beiden Seiten des Widerstandes verschieden hohe

Hochfrequenzspannungen verschiedener Phase liegen. Dazu genügt auch schon, daß die Batterieleitungen entsprechend koppeln. Diese Schwingungen sind deswegen besonders unangenehm, weil die Strahlung sehr stark ist. Es gelang nicht, sie innerhalb eines Gebäudekomplexes einzukreisen. Die Grundfrequenz der Schwingung muß verhältnismäßig tief liegen. Durch Veränderungen am Gitterableitwiderstand und damit verbundener Verlagerung der Störfrequenz wurde ihre Entstehung nachgewiesen.

VIII. Zusammenfassung.

Es wird ein einfaches Verfahren zur Beobachtung hochfrequenter Vorgänge in ultrakurzwelligen Oszillatoren angegeben. Unter Zuhilfenahme desselben wird an Röhren verschiedenen Durchgriffes und Elektrodenabstandes in der Dreipunktschaltung, mit und ohne Stabilisierung durch Turmalin, die Frequenzverwerfung hinsichtlich Größe und Herkunft untersucht und verglichen. Daraus ergibt sich Wirkungsweise und Stabilisierungsfähigkeit des Turmalins als Mitziehkreis. Ferner wird über Erfahrungen mit turmalingesteuerten und mehrkreisigen Gegentaktsendern berichtet.

IX. Verzeichnis der verwendeten Symbole.

U_a . . . . . Anodengleichspannung
U_g . . . . . Gittergleichspannung
I_a . . . . . Anodengleichstrom
I_g . . . . . Gittergleichstrom
I_h . . . . . Heizstrom
N_a . . . . . Anodenverlustleistung
J_a . . . . . Schwingkreisstrom
J_{HF} . . . . . Hochfrequenzstrom im aperiodischen Dipol
$\mathfrak{N}_a$ . . . . . Hochfrequenzleistung
$\mathfrak{U}_{St}$ . . . . . Steuerwechselspannung
R_g . . . . . Ohmscher Widerstand der Gitter-Kathodenstrecke
C_{ga}, C_{ak}, C'_{gk} statische Elektrodenkapazitäten
C_{gk} . . . . . wirksame Gitter-Kathodenkapazität
C_a, C_g . . . . Betriebskapazitäten zur Kathode
$\mathfrak{R}_a$ . . . . . komplexer Resonanzwiderstand
φ . . . . . Phasenwinkel der komplexen Steilheit
$\mathfrak{S}$ . . . . . Vektor der Phasendrehung
$\mathfrak{V}$ . . . . . Verstärkungsfaktor
$\mathfrak{K}$ . . . . . Rückkopplungsfaktor
$\mathfrak{E}$ . . . . . Elektrische Feldstärke
e . . . . . Elementarladung
f . . . . . Frequenz
$\omega = 2\pi f$

X. Literaturverzeichnis.

Straubel, H.: Jahrb. d. Drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Bd. 38, 1931, S. 22—24; Bd. 47, 1936, S. 152.

Barkhausen, H.: Lehrbuch der Elektronenröhren, Bd. 1—3, 4. Auflage.

Renatus: Jahrb. d. Drahtlosen Telegraphie und Telephonie, Bd. 43, 1934, H. 1.

Handel, V.: Elektr. Nachrichten-Technik, Bd. 7, 1930, S. 34 f.

Pfitzer, W.: E.N.T., Bd. 5, 1928, S. 348 f.

Kohl, K.: E.N.T., Bd. 6, 1929, S. 354.

Heegner, K.: E.N.T., Bd. 10, 1933, S. 357 ff.; Jahrb. d. Drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 1927, Bd. 29, S. 177—180.

Watanabe, Y.: E.N.T., Bd. 5, 1928, S. 45 ff.

Osterberg, H., und Cookson, J. W.: The Review of Scientific Instruments, Vol. 5, 1934, S. 281 ff.

Thomson, B. J., und Rose, G. M.: Proc. Inst. Radio Engr., Bd. 22, Nr. 7.

Krause, W.: Jahrb. d. Drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 1935, Bd. 45, S. 128 ff.

Kühnholt, H.: Jahrb. d. Drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 1935, Bd. 45, S. 184.

Meißner, A.: Telefunken-Zeitung, 1929, X. Jahrg., H. 53, S. 5 ff.; Zeitschr. für Techn. Physik, 1926, Bd. 7, S. 585—592; E.N.T., 1926, Bd. 3, S. 401—408.

Steimel, K.: Die Telefunken-Röhre, 1935, H. 5, S. 213—214.

Rothe, H.: Die Telefunken-Röhre, 1936, Beilage, S. 101—103.

Lebenslauf.

Als Sohn des 1919 verstorbenen Kanzleirates Joseph Rapp am 27. April 1908 in Neuenbürg (Württemberg) geboren, besuchte ich von 1914 bis 1928 in Ulm/Donau das Realgymnasium. Mein Vater war Beamter der Kgl. W. Staats-Eisenbahnen. Im Frühjahr 1928 begann ich nach bestandener Reifeprüfung eine 22monatige praktische Tätigkeit in verschiedenen Industrie- und Handwerksbetrieben. Vom Herbst 1930 ab besuchte ich die Technische Hochschule-Berlin mit dem Studiengang für Technische Physik. Während der sechs Semester, die ich dort belegt hatte, hörte ich Vorlesungen und besuchte ich Übungen bei den Herren Professoren Westphal, Rothe, Hofmann, Hertz, Hanner, Wedding, Orlich, Faßbender, Leithäuser, E. Meyer, Wagner, Meißner, Korn, Terres, F. Schröter und den Dozenten Schachenmaier und Sauter. Im Wintersemester 1934/35 siedelte ich an die Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin über, wo ich Vorlesungen bei den Herren Professoren Hettner, von Ficker und Trendelenburg sowie bei den Herren Springmeyer und H. Müller hörte. Zu gleicher Zeit fertigte ich im Heinrich-Hertz-Institut, Berlin, die vorliegende Dissertation an. Von November 1935 bis August 1936 war ich Assistent am gleichen Institut bei Herrn Professor Leithäuser.

Es sei mir auch an dieser Stelle erlaubt, Herrn Prof. Dr. G. Leithäuser für seine väterlichen Ratschläge in vielen Lebensfragen, besonders aber auch für die Anregung zu dieser Arbeit und für das große Interesse und die tatkräftige Förderung bei ihrer Durchführung herzlichst zu danken. Ebenso möchte ich an dieser Stelle nicht verfehlen, Herrn Prof. Dr. A. Wehnelt und Herrn Prof. Dr. v. Laue für die Annahme der Arbeit, sowie meinen übrigen Lehrern, besonders Herrn Prof. Dr. Schuhmann und Herrn Prof. Dr. v. Ficker, meinen ergebensten Dank zum Ausdruck bringen.